Zur Kenntnis des Zeemaneffekts und der Hyperfeinstruktur im Antimonbogenspektrum

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

einer

Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Eberhard Karls-Universität zu Tübingen

Vorgelegt von

Hermann Löwenthal

aus Eßlingen

1930

Referent: Professor Dr. E. Back.
Von der Fakultät angenommen
am 31. Juli 1930.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548026_0135

Zur Kenntnis des Zeemaneffekts und der Hyperfeinstruktur im Antimonbogenspektrum.

Von **Hermann Löwenthal** in Tübingen.

Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 6. Juli 1929.)

Es werden die Zeemaneffekte von 18 Linien des SbI angegeben. Sie bestätigen die von McLennan und McLay festgestellte Termordnung, die im Einklang mit der von Hund vorhergesagten steht. Aus dem Zeemaneffekt läßt sich weiter schließen, daß das Antimon nicht dem Russell-Saundersschen Kopplungsschema folgt. Für den Term $p\,^2P_{1/2}$ wird das Vorhandensein einer Hyperfeinstruktur nachgewiesen, dadurch wird ein von Green und Loring hervorgehobenes Versagen der g-Summenregel aufgeklärt. Ferner werden dem schon bekannten Kombinationsschema der ultraroten Linien einige Ergänzungen zugefügt.

Über den Zeemaneffekt des SbI ist bisher nur wenig bekannt, auch die Kenntnis von der Termordnung ist noch sehr unvollständig; nur für etwa $^2/_5$ aller Bogenlinien in dem Wellenlängenbereich von 1437 bis 12119 Å.-E. sind die Termkombinationen ermittelt.

Neuere Zeemaneffektmessungen, aus denen die magnetischen Termaufspaltungsfaktoren (g-Werte) hinreichend abgeleitet werden können, um daraus eine Kontrolle der aus den Schwingungsdifferenzen erhaltenen Termordnung zu gewinnen, liegen nicht vor.

Die ersten Zeemaneffektmessungen (9 Linien) sind von Purvis* angegeben worden. Als Lichtquelle diente ein Funke in Luft, als Spektralapparat ein großes Konkavgitter. Ausgedehntere und exaktere Messungen hat van der Harst** ausgeführt. Lichtquelle war außer dem Luftfunken zum Teil ein Vakuumfunken, Spektralapparat großes Konkavgitter. Nach van der Harsts Messungen bedürfen die von Purvis angegebenen Aufspaltungswerte $\frac{d\lambda}{\lambda^2 . H}$ einer erheblichen Korrektur. Van der Harst berechnete die von Purvis mit 39980 Gauß angegebene Feldstärke zu 28700 Gauß. Van der Harst gibt die Zeemantypen von 27 Linien an. Seine Meßergebnisse sind wegen in mehreren Fällen ungenügender Auflösung nicht hinreichend, um die g- und j-Werte daraus abzuleiten.

Während der Durchführung meiner Arbeit erschien ein kurzer Bericht von Green und Loring*** über die Termordnung des SbI, worin

* Proc. Cambridge Phil. Soc. **14**, 216, 1907.
** Proc. Amsterdam **22**, 300, 1920.
*** Phys. Rev. **31**, 707, 1928.

auf Zeemaneffektmessungen dieser Verfasser Bezug genommen wird. Die Messungen selbst sind nicht angegeben.

Experimenteller Teil. Für die Aufnahmen des Zeemaneffekts stand das große Tübinger Gitter zur Verfügung (Dispersion in der Gitternormalen $\lambda = 12450$ Å.-E. 2,624 Å.-E. pro Millimeter in I. Ordnung). Lichtquelle war eine Vakuumbogenlampe mit 2,5 mm Argondruck.

Die Elektroden für die Lampe wurden aus Messingstreifen hergestellt, auf diese wurden mit Hilfe einer Zinn-Silber-Legierung (Schmelzpunkt ungefähr 400° C) Plättchen aufgelötet, die aus Antimon (Kahlbaum) herausgesägt waren. Der Bogenstrom (Gleichstrom) betrug bei einer Spannung von 48 Volt $2^1/_2$ Amp., die Feldstärke $\sim$ 43000 Gauß. Der Bogen wurde mit einem Quarz-Steinsalz-Achromat von Zeiss auf den Spalt abgebildet. Die Belichtungsdauer betrug meist 6 Stunden.

Photographiert wurden die ultravioletten Linien von $\lambda\lambda = 2311$–4033. Für Ultraviolett wurden Hauffplatten Extrarapid benutzt, diese wurden für Rot* mit Pinachromblau und Pinaverdol sensibilisiert, außerdem wurden gelegentlich auch Ilford-Platten (panchromatisch) verwendet.

Die Lichtstärke des Bogens blieb hinter der van der Harsts, es konnten nur 18 Linien ausgewertet werden, jedoch war die Auflösung der Zeemantypen vollkommen, so daß die Termaufspaltungsfaktoren g und die inneren Quantenzahlen der Terme aus den Zeemantypen mit Sicherheit ermittelt werden konnten.

Die Ausmessung der Zeemaneffekte geschah mit einem Zeisskomparator, die Auswertung der Landéschen Termaufspaltungsfaktoren g erfolgte in bekannter Weise aus den symmetrisch korrigierten Zeemantypen**.

Das Ziel der Zeemaneffektmessung war in erster Linie eine Kontrolle der in mehreren neueren Arbeiten festgelegten Termordnung, diese sind bisher lediglich auf den Nachweis bestimmter wiederkehrender Schwingungsdifferenzen gegründet; der Zeemaneffekt dagegen liefert unmittelbar die inneren Quantenzahlen der kombinierenden Terme und ihre Termaufspaltungsfaktoren.

* Die bei Kayser (Handb. d. Spektroskopie, Bd. 6) von Kratzer als stark bezeichneten Linien $\lambda\lambda = 7145$—7480 konnten weder beobachtet noch auf sensibilisierten Platten trotz der langen Belichtungsdauer erhalten werden. Die Messung der Linien mit der Dispersion 2,6 Å.-E. pro Millimeter ergab, wie von Walters (F. M. Walters, Scient. Pap. Bur. Stand. **17**, 1921) zuerst bemerkt, daß diese Antimon- und Bleilinien II. und III. Ordnung sind. Photographisch konnten lediglich einige starke Antimonfunkenlinien erhalten werden: $\lambda\lambda = 5894$, 5910, 6005, 6080 und 6130 Å.-E.

** Back-Landé, S. 152—175.

Den ersten Versuch, das Linienspektrum des Antimons zu analysieren, haben Kayser und Runge* unternommen. Sie konnten vier konstante Schwingungsdifferenzen finden, von denen drei, wie heute feststeht, Differenzen von vier Grundtermen darstellen.

Viel tiefer dringt eine Untersuchung von Ruark, Foote, Mohler und Chenault** ein. Die Verfasser geben etwa 100 Termkombinationen an, aus denen sie auf 32 Terme schließen, deren relative Lage sie angeben. Die Absolutlage des tiefsten Terms wird von ihnen zu $\nu = 70853{,}47\,\mathrm{cm}^{-1}$ angesetzt. Die Ionisationsspannung ist nur ungenau bekannt ($8{,}5 \pm 1$ Volt).

F. Hund*** hat auf Grund theoretischer Erwägungen die Termstruktur des Sb I angegeben. In der Stickstoffgruppe, der Antimon (Kernladungszahl 51) angehört, sind im Grundzustand nach einer abgeschlossenen Gruppe von zwei s-Elektronen drei äquivalente p-Elektronen gebunden. Für das Antimon ist die Elektronenkonfiguration im Grundzustand $5s^2\,5p^3$. Hieraus ergeben sich als Grundterme unter Berücksichtigung des Paulischen Äquivalenzprinzips folgende Terme:

$$^4S_{3/2},\quad ^2D_{3/2},\quad ^2D_{5/2},\quad ^2P_{1/2},\quad ^2P_{3/2}.$$

Der tiefste Term ist $^4S_{3/2}$. Das Antimonion hat fünf Grundterme, nämlich $^3P_{2,1,0}$ und die höher als diese liegenden metastabilen Terme $^1S_0$ und $^1D_2$. Die Hinzufügung eines s-Elektrons ergibt außer den von Hund angegebenen Termen $^4P_{1/2,3/2,5/2}$ und $^2P_{1/2,3/2}$ noch drei weitere Terme, nämlich $^2S_{1/2}$, $^2D_{3/2}$ und $^2D_{5/2}$, die sich auf die beiden oben genannten metastabilen Terme des Ions aufbauen. Von den Grundtermen ausgehend, sind Kombinationen mit den Termen $5p^2\,6s$, $5p^2\,5d$ zu erwarten, McLennan und McLay**** haben nachgewiesen, daß die von Ruark und Mitarbeitern empirisch ermittelten zehn tiefsten Terme mit der theoretisch erwarteten Termordnung im Einklang sind. Danach sind die fünf tiefsten Terme die fünf Grundterme (Elektronenkonfiguration $5s^2\,5p^3$) des Hundschen Schemas, die fünf nächst höheren Terme gehören der

* Wied. Ann. **52**, 100, 1894.

** Scient. Pap. Bur. Stand. **19**, 1923—1924, Nr. 490. — Für ihre Arbeit benutzten sie Wellenlängenmessungen des Antimons von Schippers, Kretzer und Randall (Kayser, Handb. d. Spektroskopie, Bd. 6), F.M. Walters (Scient. Pap. Bur. Stand. **17**, 161, 1921), L. und E. Bloch (Journ. de phys. **4**, 622, 1914), T. Takamine und S. Nitta (Memoirs Kyoto Coll. of. Sc. **2**, 117, 1917), J. C. McLennan, J. F. T. Young und H. J. C. Ireton (Proc. Roy. Soc. **98**, 95, 1920) und von L. und E. Bloch (C. R. **171**, 709, 1920). Sämtliche bei Ruark und Mitarbeitern angegebenen Antimonlinien wurden auch hier für die weiteren Untersuchungen des Spektrums benutzt.

*** F. Hund, Linienspektren, S. 196, Abb. 39.

**** Trans. Roy. Soc. Canada **21**, 63, 1927.

Elektronenkonfiguration $5s^2\,5p^2\,6s$ an. Durch Kombinationen der Terme dieser beiden Elektronenkonfigurationen erfahren 21 Linien ihre Deutung. Die von McLennan und McLay* im äußersten Ultraviolett gefundenen Absorptionslinien $\lambda\lambda$ = 1481, 1483,5, 1514,1 und 1525,2 Å.-E, von denen man erwarten sollte, daß sie von den Grundtermen ausgehen, zeigen auffälligerweise nicht deren Differenzen; die Erklärung dieser Linien steht noch aus.

In Tabelle 1 ist das Ergebnis der Zeemaneffektmessungen wiedergegeben. Unter I stehen die Intensitäten nach Schippers**, die Wellenlängen in Internationalen Einheiten, die Wellenzahlen, sowie die beobachteten Zeemantypen in Lorentzeinheiten. Aus jedem Zeemantyp ist der Termaufspaltungsfaktor der kombinierenden Terme abgeleitet. Die so ermittelten g und j sind unter II zusammengestellt. Unter II stehen in der obersten Zeile die aus dem Zeemaneffekt abgeleiteten j-Werte, darunter die Terme in Schwingungszahlen (tiefster Term mit Null bezeichnet, höhere Terme mit wachsenden positiven Zahlen). In Zeile 3 stehen die zugehörigen Termsymbole (nach McLennan und McLay); in den fünf ersten Kolonnen: die Grundterme (Elektronenkonfiguration $5s^2\,5p^3$), in den fünf weiteren Kolonnen: ein Teil der Terme der Elektronenkonfiguration $5s^2\,5p^2\,6s$. Die darauf folgenden Terme $\varkappa$, λ, μ, ν_1 gehören zu einer von Ruark und Mitarbeitern angegebenen Termgruppe, deren Deutung noch aussteht.

Die empirisch gefundenen g-Werte erlauben eine erste Kontrolle des Termsystems dadurch, daß die aus verschiedenen Kombinationen, welche einen Term gemeinsam haben, ermittelten g-Werte auch gleiche g ergeben müssen. Dies ist innerhalb der Fehlergrenzen in der Tat der Fall (Spalte II). In der zweituntersten Zeile stehen die Mittelwerte der g (bei der Mittelung werden nur die aus den völlig aufgelösten komponentenreichen Typen ermittelten g-Werte berücksichtigt). Die Abweichung der g-Werte vom Mittelwert bleibt durchgängig unter 3 %.

Die mit T bezeichneten Typen haben das Aussehen von Zeemantripletts, sind jedoch durchgängig unaufgelöste Typen von mehr als drei Komponenten, entstehend durch Kombinationen zweier Terme mit fast gleichen g-Werten ($g_1 - g_2 \approx 0$). Sofern der g-Wert des einen Niveaus bekannt ist, was für die eingeklammerten g zutraf, läßt sich der g-Wert des anderen Terms näherungsweise bestimmen.

* Trans. Roy. Soc. Canada **19**, 89, 1925.

** l. c.

Tabelle 1 (I).

Intensität	λ Å.-E. Intern. System	ν	Zeemantypus in Lorentzeinheiten	Gitterordnung
6	2311,5 *	43 248,7	$\pm$ (0,186) **1,793** 1,955	V
4	2445,53	40 878,6	$\pm$ (0,175) (**0,524**) 0,745 **1,094** 1,443	III
6	2528,54	39 536,6	$\pm$ (0) 1,148 *T*	V
6	2598,08	38 478,4	$\pm$ (0) 0,851 *T*	IV
6	2598,08	38 478,4	$\pm$ (n. b. 0,171) (n. b. 0,513) n. b. 0,690 (**0,856**) n. b. 1,033 **1,376** 1,719 2,062	IV
4	2612,32	38 268,7	$\pm$ (0) 1,294 *T*	V
4	2652,61	37 687,5	$\pm$ (0) 1,302 *T*	IV
5	2670,66	37 432,8	$\pm$ (n. b. 0,408) 0,471 (**1,227**) **1,304** 2,109	III
4	2682,76	37 264,9	$\pm$ (0) 1,277 *T*	IV
4	2718,91	36 768,6	$\pm$ (0,122) (**0,395**) 0,869 **1,128** 1,435	IV
5	2769,90	36 091,2	$\pm$ (**0,231**) **0,425** (0,753) 0,946 1,461 n. b. 1,980	III
5	2877,92	34 737,2	$\pm$ **0,158** (**0,729**) 1,604	V
4	3029,82	32 995,7	$\pm$ (0,280) 0,973 **1,538**	IV
4	3232,54	30 926,5	$\pm$ (0) 1,277 *T*	IV
4	3267,50	30 595,6	$\pm$ (0,160) 0,845 Randmessung (0,065 — 0,258) 0,784 — 0,912	V
3	3637,83	27 481,6	$\pm$ (0,214) (**0,628**) 1,062 **1,494** 1,910	IV
3	3722,79	26 854,0	$\pm$ (0,819) 1,528	II
3	4033,56	24 785,0	$\pm$ (0,527) **0,747** n. b. 1,802	III

* Aus Selbstumkehr gemessen.

Die mit n. b. bezeichneten Komponenten sind nicht beobachtet.

Tabelle 1 (II).

j	$^3/_2$	$^3/_2$	$^5/_2$	$^1/_2$	$^3/_2$	$^1/_2$	$^3/_2$	$^5/_2$	$^1/_2$	$^3/_2$	$^3/_2$	—	—	$^3/_2$
Termgröße	0	8511,9	9853,5	16394,4	18463,2	43248,5	45944,5	48331,9	46990,1	49390,1	55231,7	55727,7	56150,9	56731,9
	$^4S_{3/2}$	$^2D_{3/2}$	$^2D_{5/2}$	$^2P_{1/2}$	$^2P_{3/2}$	$^4P_{1/2}$	$^4P_{3/2}$	$^4P_{5/2}$	$^2P_{1/2}$	$^2P_{3/2}$	$\varkappa$	λ	μ	ν_1
2311,5	1,967					2,314								
2445,53		0,920								1,269				
2528,54			(1,219)							(1,267)				
2598,08		(0,902)							(1,004)					
2598,08			1,204					1,547						
2612,32					(1,277)									(1,311)
2652,61					1,302								1,302	
2670,66		0,896					1,712							
2682,76					1,277							1,277		
2718,91					1,265						0,991			
2769,90			1,205				1,724							
2877,92		0,883				2,334								
3029,82				0,692						1,255				
3232,54					1,277					1,277				
3267,50				0,684					1,004					
3637,83					1,284		1,704							
3722,79				0,709		2,347								
4033,56					1,275	2,330								
Mittelwert g =	1,967	0,889	1,205	0,688	1,277	2,332	1,713	1,547	1,004	1,277				
Theor. Wert g =	2,000	0,800	1,200	0,667	1,333	2,667	1,733	1,600	0,667	1,333				

Tabelle 2.

$j = {}^1/_2$	A	$g_{beob.}$	C	$j = {}^3/_2$	A	$g_{beob.}$	C	$j = {}^5/_2$	A	$g_{beob.}$	C
$^2P_{1/2}$	0,667	0,688	0,667	$^4S_{3/2}$	2,000	1,967	1,333	$^2D_{5/2}$	1,200	1,205	1,200
				$^2P_{3/2}$	1,333	1,277	1,467				
				$^2D_{3/2}$	0,800	0,889	1,333				
				$\sum g$	4,133	4,133	4,133				

Tabelle 3a.

	A	$g_{beob.}$	B	C
$^4P_{1/2}$ . . .	2,667	2,332	2,000	2,000
$^2P_{1/2}$ . . .	0,667	1,004	1,333	1,333
Teil-$\sum g$.	3,333	3,336	3,333	3,333
$+ {}^2S_{1/2}$ . .	2,000	(1,997)	2,000	2,000
$\sum g$ . . .	5,333	5,333	5,333	5,333

Tabelle 3b.

	A	$g_{beob.}$	B	C
$^4P_{3/2}$ . . .	1,733	1,713	1,667	1,667
$^2P_{3/2}$ . . .	1,333	1,277	1,400	1,200
Teil-$\sum g$.	3,067	2,990	3,067	2,867
$+ {}^2D_{3/2}$.	0,800	(0,877)	0,800	1,000
$\sum g$ . . .	3,867	3,867	3,867	3,867

Tabelle 3c.

	A	$g_{beob.}$	B	C
$^4P_{5/2}$ . . .	1,600	1,547	1,600	1,467
$+ {}^2D_{5/2}$ . .	1,200	(1,253)	1,200	1,333
$\sum g$ . . .	2,800	2,800	2,800	2,800

Anwendung der g-Summenregel. Nach der Paulischen g-Summenregel ist die Summe der experimentell bestimmten Termaufspaltungsfaktoren g von Termen mit gleicher innerer Quantenzahl jeder bestimmten Elektronenkonfiguration ohne Rücksicht auf die spezielle Art der Kopplung der Quantenvektoren dieselbe wie die Summe der g-Werte, die nach Landés g-Formel berechnet sind. Der beobachtete g-Wert eines Terms braucht dabei nicht mit dem berechneten g-Wert übereinzustimmen.

Tabelle 2 gibt für die Grundterme die g-Summen. Die g der Terme mit $j = {}^1/_2$, $j = {}^3/_2$ und $j = {}^5/_2$ sind jeweils in einer Kolonne angeordnet. Unter A stehen die g nach Landés g-Formel (Kopplungsschema von Russell-Saunders), unter C die g-Werte, die dem Kopplungsschema* $\{(s_1 l_1)(s_2 l_2) s_3 l_3)\} = \{j_1 j_2 j_3\} = j$ folgen. In diesem Falle ist im Ion bereits nicht mehr die Russell-Saundersche Kopplung zugrunde gelegt.

* S. Goudsmit und G. E. Uhlenbeck, ZS. f. Phys. **35**, 618, 1926.

Die $g_{\text{beob.}}$ liefern in der Tat die geforderte g-Summe, mit Ausnahme des g-Wertes von $p^2P_{1/2}$, der 4 % größer ist als der theoretische Wert. Diese Abweichung übersteigt die Fehlergrenzen und ist sicher reell. Es wird darauf später eingegangen.

Tabelle 3 enthält die g-Summe für die s-Terme (Elektronenkonfiguration $5s^2\,5p^2\,6s$) nach gleichen j geordnet. Unter A stehen wieder die g nach Landés g-Formel (Kopplungsschema von Russell-Saunders), unter C wieder die g-Werte dem Kopplungsschema

$$\{(s_1 l_1)\,(s_2 l_2)\,(s_3 l_3)\} = \{j_1 j_2 j_3\} = j$$

entsprechend. Von abweichender Art ist in Tabelle 3 die Berechnung der g-Werte unter B. Sie sind abgeleitet unter der Annahme, daß die beiden letztgebundenen Elektronen des Ions im Grundzustand (p-Elektronen) dem Kopplungsschema von Russell-Saunders folgen und die Anlagerung des dritten Elektrons ($6s$) zu dem Kopplungsschema führt:

$$\{(s_1 s_2)\,(l_1 l_2)\}\,(s_3 l_3) = (sl)\,j_3 = j.$$

Die Terme dieser Konfiguration sind nicht alle beobachtet. Es fehlen die $s^2S_{1/2}$ und $s^2D_{3/2,\,5/2}$, welche auf die metastabilen Terme p^1S_0 und p^1D_2 des Ions aufgebaut sind. Es ist deshalb für diesen Fall nicht möglich, die g-Summenregel direkt zu prüfen, man kann aber die g-Werte der unbeobachteten Terme rückwärts aus der g-Summe schließen (eingeklammerte g in Tabelle 3). Insbesondere zeigt Tabelle 3a für die Teilsumme g von $s^4P_{1/2}$ und $s^2P_{1/2}$ den theoretischen Wert 3,33, woraus für den nicht beobachteten Term $s^2S_{1/2}$ der g-Wert 2,0 folgt.

Die beobachteten g liegen durchgängig zwischen A und C, nicht aber zwischen A und B oder zwischen B und C. Daraus folgt, daß die Bindung der $5p^2$-Elektronen im Antimonion nicht mehr dem Russell-Saundersschen Kopplungsschema folgt.

Bei den Linien 3029,8 ($p^2s^2P_{3/2} - p^{3\,2}P_{1/2}$), 3267,5 ($p^2s^2P_{1/2} - p^{3\,2}P_{1/2}$) und 3722,8 ($p^2s^4P_{1/2} - p^{3\,2}P_{1/2}$) wurde eine anomale Verbreiterung der einzelnen Zeemankomponenten beobachtet, welche die Messung der Zeemaneffekte merklich unsicher macht. Diese Anomalie findet ihre Erklärung darin, daß die beiden letztgenannten Linien im feldlosen Zustand in hoher Gitterordnung deutlich eine Hyperfeinstruktur zeigen. Diese muß dem den beiden Linien gemeinsamen Term $p^2P_{1/2}$ zukommen, weil andere Kombinationen mit den Termen $s^4P_{1/2}$ und $s^2P_{1/2}$ keine Hyperfeinstruktur erkennen lassen. Die feldlose Feinaufspaltung der aus zwei Feinstrukturkomponenten bestehenden Linie beträgt 0,45 cm^{-1}. Wenn man diese

Feinstruktur ebenso wie beim Wismut* einem Kernmoment** i zuschreibt, so läßt sich die Verbreiterung der Zeemankomponenten leicht verstehen.

Die Totalbreite δ der Zeemankomponenten für die Linie 3267, (Fig. 1) läßt sich aus der folgenden Formel berechnen, die ich einer freundlichen Mitteilung des Herrn Goudsmit verdanke:

Fig. 1. $4^1/_2$fache Vergrößerung der Linie 3267,5 (Gitterordnung IV) 1 mm = 1,38 cm^{-1} = 0,68 Lorentzeinheiten.

$\delta = \frac{\Delta\nu}{i + {}^1/_2}\, 2i^{1}/_{2}$, worin $\Delta\nu$ die beobachtete Aufspaltung des Terms und i das Kernmoment in Quanteneinheiten darstellt. Die Komponentenbreite der Linie 3267,5 läßt sich nur der Größenordnung nach bestimmen und beträgt etwa $\delta = 0{,}3\ \mathrm{cm}^{-1}$, woraus sich $i = 1$ ergibt. Die Messung läßt sich aber nicht genügend genau ausführen, um zwischen $i = 1,\ {}^3/_2$ oder 2 entscheiden zu können. Der Wert $i = {}^1/_2$ ist sicher ausgeschlossen, weil dann jede Zeemankomponente aus zwei Feinstrukturkomponenten bestehen würde, deren Trennung sichtbar wäre. Der für den Term $p^3{}^2P_{1/2}$ gemessene g-Wert ist, wie man aus Tabelle 1 ersieht, etwas größer, als es die g-Formel ($g = 0{,}67$) verlangt. Diese Abweichung wird ersichtlich durch das Vorhandensein der Feinstruktur verursacht. Einer freundlichen brieflichen Mitteilung der Herren Green und Loring*** verdanke ich die Kenntnis ihrer Zeemaneffektmessungen des Sb I. Für den Term $p^3{}^2P_{1/2}$ finden sie aus den Linien 3029 $g = 0{,}746$, 3267 $g = 0{,}744$ und aus 3722 $g = 0{,}69$. Green und Loring, welche eine Hyperfeinstruktur der feldlosen Linien nicht erwähnen, also sie anscheinend auch nicht beobachtet haben, erblicken**** in der starken Abweichung vom theoretischen Wert $g = 0{,}667$ einen Verstoß gegen die g-Summenregel. Eine so weitgehende Schlußfolgerung, die die Grundlagen der Theorie des anomalen Zeemaneffekts erschüttern müßte, ist indes keineswegs notwendig. Einerseits finde ich die Abweichung des von mir beobachteten g-Wertes 0,69 vom theoretischen 0,67 nicht so groß als Green und Loring, die für $g_{\mathrm{beob.}}$ 0,74 fanden, und

* E. Back und S. Goudsmit, ZS. f. Phys. **47**, 174, 1928.

** W. Pauli jr., Naturwissensch. **12**, 741, 1924.

*** Für die freundliche Mitteilung möchte ich auch an dieser Stelle noch bestens danken.

**** An exception of Pauli's g-sum rule. Phys. Rev. **33**, 286, 1929.

andererseits ist die von mir beobachtete Abweichung gerade von der bei Berücksichtigung der Hyperfeinstruktur zu erwartenden Größe.

Fig. 1 zeigt eine Vergrößerung der Linie 3267, wo deutlich die Hyperfeinstruktur der unmagnetischen Linie zu sehen ist, außerdem ist im Zeemaneffekt eine deutliche Verbreiterung der Komponenten wahrzunehmen.

Tabelle 4 enthält die Grundmultiplettgruppe von 21 Linien, welche von Ruark und Mitarbeitern* angegeben worden ist. McLennan und McLay haben die Einordnung dieser Gruppe in das Hundsche Schema vollzogen, diese Einordnung ist in Tabelle 4 durch die Termsymbole am oberen und linken Rande angegeben. Die Auswertung der Zeemaneffekte in Tabelle 1 ermöglicht, nunmehr auch die beobachteten g-Werte hinzuzufügen. Dabei ergibt sich zugleich die Aufklärung einer bisher noch verbliebenen Unstimmigkeit: Ruark und Mitarbeiter schrieben der Linie $\lambda = 2598{,}08$ zwei Kombinationsmöglichkeiten zu, entweder $1s - \delta$ oder $3d_1 - \gamma$. McLennan und McLay* vermuten, daß in $\lambda = 2598{,}08$ zwei Linien zusammenfallen und deuteten diese als $s^4P_{5/2} - p^2D_{5/2}$ und $s^2P_{1/2} - p^2D_{3/2}$. Bei meinen Aufnahmen sind hier in IV. Ordnung im feldlosen Zustand zwei getrennte Linien mit dem Abstand $\Delta\nu = 0{,}66\ \mathrm{cm}^{-1}$ beobachtet. Diesem Befund entspricht auch der Zeemaneffekt von 2598, der deutlich die Übereinanderlagerung zweier voneinander unabhängiger Zeemantypen zeigt, nämlich den Typus $\pm$ (0,171) (0,513) 0,690 (0,856) 1,033 1,376 1,719 2,062 einerseits und den Triplettypus $\pm$ (0) 0,851 andererseits, woraus für die kombinierenden Terme die g-Werte 1,204 und 1,547 einerseits und 0,902 und 1,004 andererseits folgen.

Malurkar** gibt zu der von Ruark und Mitarbeitern gefundenen Termgruppe η, Θ, i_2 usw., die wohl der Elektronenkonfiguration $5s^2\,5p^2\,5d$ angehört, die zugehörigen j-Werte an. Der Zeemaneffekt (siehe Tabelle 1) bestätigt, daß den Termen $\varkappa$ und ν_1 die j-Werte $^3/_2$ zukommen.

Tabelle 5 enthält das Wellenzahlenschema einer Gruppe von Linien des roten und ultraroten Spektralbereichs. Die Horizontaldifferenzen sind die der fünf Grundterme, sie kombinieren mit insgesamt zwölf Termen zwischen den Größen 54000 und 63000. Von diesen zwölf Termen sind fünf von Ruark und Mitarbeitern angegeben, die Termkombinationen lassen vermuten, daß sämtliche zwölf Terme der Elektronenkonfiguration

* l. c.

** Proc. Cambridge Phil. Soc. **24**, 87, 1928.

Tabelle 4.

	Termgröße		El.-Konf. $5s^2\,5p^3$		$^4S_{3/2}$ 8511,9	$^2D_{3/2}$ 1341,6	$^2D_{5'/2}$ 6540,9	$^2P_{1/2}$ 2068,8	$^2P_{3/2}$
					0	8511,9	9853,5	16394,4	18463,2
			$g_{\text{theor.}}$		2,000	0,800	1,200	0,667	1,333
				$g_{\text{beob.}}$	1,967	0,889	1,205	0,688	1,277
El.-Konf. $5s^2\,5p^2\,6s$	$^4P_{1/2}$	43 248,5	2,667	2,332	6 R 2 311,50 43 248,7 1,967; 2,314	5 R 2 877,92 34 737,2 0,883: 2,334	——	3 3 722,79 26 854,0 0,709; 2,347	3 4 033,56 24 785,0 1,275; 2,330
	2696,0								
	$^4P_{3/2}$	45 944,5	1,733	1,713	5 R 2 175,88 45 944,0 ——	5 R 2 670,66 37 432,8 0,896; 1,712	5 R 2 769,94 36 091,2 1,205; 1,724	3 3 383,15 29 549,8 ——	3 3 637,83 27 481,3 1,284; 1,704
	2387,4								
	$^4P_{5/2}$	48 331,9	1,600	1,547	2 R 2 068,38 48 331,6 ——	3 2 510,54 39 820,0 ——	6 R 2 598,08 38 478,4 1,204; 1,547	——	——
	— 1341,8								
	$^2P_{1/2}$	46 990,1	0,667	1,004	3 2 127,46 46 989,6 ——	6 R 2 598,08 38 478,4 0,902; 1,004	——	4 R 3 267,50 30 595,6 0,684; 1,004	2 3 504,45 28 527,0 ——
	2400,0								
	$^2P_{3/2}$	49 390,1	1,333	1,277	4 2 023,86 49 394,7 ——	6 R 2 445,53 40 878,6 0,920; 1,269	6 R 2 528,54 39 536,6 1,219; 1,267	4 R 3 029,82 32 995,7 0,692; 1,255	4 R 3 232,54 30 926,5 1,277; 1,277

Tabelle 5. Wellenzahlenschema.

$^4P_{1/2}$	$^4P_{3/2}$	$^2P_{1/2}$	$^4P_{5/2}$	$^2P_{3/2}$	Termgröße	j	Termbezeichnung nach Ruark
42 248,5	45 944,5	46 990,1	48 331,9	49 390,1			
$\Delta\nu =$ 269,6	1045,6	1341,8	1058,2				
(1) 10 947,15	(15) 8 249,30	—	—	—	54 194,7	$^1/_2$ oder $^3/_2$	
(2) 11 885,01 *	(30) 9 188,40 *	—	—	—	55 133,2	$^1/_2$ „ $^3/_2$	i_1
(2) 12 060,80	(130) 9 362,80	—	—	—	55 308,2	$^1/_2$ „ $^3/_2$	
(6) 12 615,38	(35) 9 918,0	(45) 8 871,9	—	—	55 862,8	$^1/_2$ „ $^3/_2$	
(4) 12 744,37	(15) 10 047,2	(15) 8 998,7 ?	—	—	55 992,3	$^1/_2$ „ $^3/_2$	
—	(1) 11 465,02	—	(20) 9 077,3	—	57 409,3	$^5/_2$	
(2) 14 826,01	(1) 12 130,03	(1) 11 084,0	(40) 9 741,2	—	58 073,8	$^3/_2$	
(2) 15 340,01 *	(2) 12 643,98 *	(2) 11 598,29 *	—	—	58 588,4	$^1/_2$	0_2
(2) 15 403,48 *	(2) 12 707,56 *	(2) 11 661,89 *	—	—	58 652,0	$^1/_2$	0_1
—	(2) 12 889,95 *	—	(20) 10 501,5 *	(50) 9 442,8 *	58 833,7	$^5/_2$	ϱ
(5) 17 750,8	(1) 15 054,84 *	(1) 14 009,04	—	—	60 999,2	$^1/_2$	Φ
—	(3) 17 954,9	(2) 16 909,14	—	(2) 14 509,10	63 899,3	$^1/_2$ oder $^3/_2$	

Die von Ruark und Mitarbeitern angegebenen Kombinationen sind mit einem * versehen. Die Intensitäten der Linien werden durch die Zahlen in ( ) angegeben. — Bei den Intensitäten bedeuten die Zahlen über 10 Galvanometerausschläge.

$5s^2 5p^2 6p$ angehören. Die j-Werte sind nur aus den Kombinationen erschlossen und zum Teil unsicher. Zeemaneffekte der Linien ließen sich bisher nicht beobachten.

Herrn Prof. Dr. E. Back, jetzt in Hohenheim, danke ich herzlich für die Anregung zu dieser Arbeit und seine stete wertvolle Unterstützung. Herrn Prof. Dr. W. Gerlach möchte ich für die Überlassung der Hilfsmittel des Instituts meinen besten Dank aussprechen. Herrn Prof. Dr. S. Goudsmit aus Ann Arbor (Michigan), der zurzeit hier weilt, verdanke ich viele wertvolle Anregungen.

Tübingen, Physikalisches Institut, im Mai 1929.

Lebenslauf.

Ich, Hermann Löwenthal wurde am 11. 4. 03 als Sohn des Kaufmanns Leopold Löwenthal und seiner Ehefrau Jette, geb. Wertheimer zu Eßlingen geboren. Ich besuchte die Oberrealschule zu Eßlingen, die ich im Frühjahr 1921 mit dem Zeugnis der Reife verließ.

Zunächst studierte ich drei Semester Versicherungs-Mathematik an der Technischen Hochschule Stuttgart und der Universität Göttingen, dann wandte ich mich dem Studium der Physik zu, an den Universitäten Göttingen, München und Tübingen. Mit vorliegender Arbeit begann ich im W.S. 1926/27, die ich jetzt zum Abschluß brachte.